

55

E20 S

TK 44.714

KFKI-73-28

Szabados L.

Téchy Zs.

VOID-1, SZÁMITÓGÉPI PROGRAM
GŐZTARTALOM MEGHATÁROZÁSÁRA
REAKTORCSATORNÁKBAN

Hungarian Academy of Sciences

CENTRAL
RESEARCH
INSTITUTE FOR
PHYSICS



1973 AUG 17

BUDAPEST

VOID-1,

SZÁMITÓGÉPI PROGRAM GŐZTARTALOM MEGHATÁROZÁSÁRA REAKTORCSATORNÁKBAN

Szabados László, Téchy Zsolt

Atomenergia Kutatási Terület, Termohidraulikai Osztály

Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

ABSTRACT

The best-known models for void calculations in reactor channels are that of Bowring, Zuber and Levy. A computer code has been developed to calculate vapor void fraction along the reactor channel at any heat flux distribution by any of these three models. A description of the models and the code as well as a comparison of the numerical results with available test data are presented.

РЕЗЮМЕ

Для расчета паросодержания в канале реактора наиболее широко используются следующие три метода – метод Бауринга, метод Зубера и метод Леви. На основе расчетных моделей составлена машинная программа. С помощью каждой из трех моделей можно считать распределение паросодержания по длине канала при произвольном распределении тепловыделения. В работе содержатся описание расчетных моделей и программы, а также сравнение расчетных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

KIVONAT

A reaktorcsatornában kialakuló gőztartalom számítására a legelterjedtebb modelleket Bowring, Zuber és Levy dolgozta ki. A modellek alapján számítógépi programot fejlesztettünk ki. A fenti modellek bármelyikének segítségével meghatározható a térfogati gőztartalom-eloszlás a csatorna mentén, tetszőleges hőfluxus-eloszlás esetén. A dolgozatban ismertetjük a modelleket és a programot. A számítási eredményeket összehasonlítjuk az irodalomban található kísérleti adatokkal.

BEVEZETÉS

A reaktor-termohidraulikai kutatások egyik fontos feladata a gőztartalom meghatározása a reaktor hűtőcsatornáiban. A korábbi munkákban [2] a reaktorcsatornát két szakaszra osztották:

- egyfázisú szakasz, ahol a hűtőközeg hőmérséklete telítési pont alatt van, egyfázisú hőátadás megy végbe és a gőztartalom zérus;
- kétfázisú szakasz, térfogati forrással.

Kísérleti eredmények alapján először Bowring [1] foglalkozott egy, a tényleges helyzetet jobban leíró modellel /1. ábra/. Empirikus kifejezésekkel határozta meg a gőzképződés kezdőpontját /A pont/ és a fázisátalakulásra fordított hő mennyiségét. Később Zuber, Staub és Bijwaard [3] exponenciális folyadék-hőmérséklet profilt javasolt, a gőztartalmat pedig a csatorna keresztmetszete szerinti gőztartalom-eloszlás és a két fázis közötti relatív sebesség figyelembevételével határozta meg. Levy [4] adott először pontosabb kifejezést a gőzképződés kezdőpontjának meghatározására.

Jelen munkában a három modell felhasználásával készült VOID-1 kódot ismertetjük. A program FORTRAN nyelven készült az ICL-1905 számítógépre. A program alkalmas gőztartalom gőz-súlyszázalék és átlaghőmérséklet meghatározására fűtött csatornában, homogén és inhomogén hosszirányú hőfluxus-eloszlás esetén. A program segítségével számítássorozatot végeztünk és a számítások eredményeit különböző intézetekben végzett mérésekkel hasonlítottuk össze.

1. Számítási módszer

1.1 A Bowring-modell

Az egyfázisú hőátadási tényezőt a következő empirikus összefüggésből számítjuk:

$$H = \frac{K}{D} \cdot 0,026 \left(\frac{D \cdot G}{\mu} \right)^{0,8} \left(\frac{C_p \mu}{K} \right)^{0,333} \quad [1.1/]$$

D - hidraulikai átmérő

G - tömegfluxus

- μ - dinamikus viszkozitás
 C_p - fajhő
 K - hővezetési tényező.

A telítési pont koordinátája egyenletes hőfluxus esetén:

$$LEQ = \frac{\theta_{in} A G C_p}{\phi \xi}$$

- ξ - csatornakerület
 ϕ - hőfluxus
 θ_{in} - bemenő aláhűtés
 A - csatornakeresztmetszet

Inhomogén hőfluxus-eloszlás esetén a koordináta a

$$\theta_{in} = \frac{\xi}{A G C_p} \int_0^{z_{LEQ}} \phi(z) dz \quad /1.2/$$

egyenletből határozható meg.

A gőzképződés kezdőpontjának meghatározásánál először a θ_r aláhűtést határozzuk meg, ahol $\theta_r = \min / \theta_{scb}, \theta_d, \theta_{in} /$ és

$$\left. \begin{aligned} \theta_{scb} &= \frac{\phi}{H} - \beta \phi^{1/4} \\ \theta_d &= \eta \frac{\phi}{V} \end{aligned} \right\} \quad /1.3/$$

ahol β a Jens-Lottes korreláció szerint:

$$\beta = 0,78 \exp [-0,0163 (p-1)] \quad /1.4/$$

Az /1.3/ egyenletekben a gőztartalom gyors emelkedése, valamint a hőfluxus és a keverék áramlási sebessége közötti kapcsolatot az η empirikus tényező segítségével lehet megadni. Kísérleti eredmények elemzése során Bowring arra a következtetésre jutott, hogy

$$\eta = 1,4 \cdot 10^{-5} + 10^{-7} p \quad /1.5/$$

Ezután a gőzképződés kezdőpontja a

$$Z_r = L E Q \left(1 - \frac{\theta_r}{\theta_{in}} \right) \quad /1.6/$$

lineáris összefüggésből határozható meg.

Az algoritmus olyan ellenőrző számítást tartalmaz, amely a buborék-kondenzációt veszi figyelembe. A kondenzáció elhanyagolható, ha a buborék eltűnéséig megtett teljes uthossz:

$$d_c = \sqrt[3]{\frac{3 S V_{in} R_d^2 (LEQ)^2}{C^2 \theta_{in}}} \quad /1.7/$$

ahol

$$C = \frac{\sqrt{\rho C_p K}}{2 \lambda \rho_g}$$

λ - latens hő

R_d - a buborék sugara

S - slip

ρ_g - a gőz sűrűsége.

Ha $d_c > 3/LEQ - Z_r$, akkor a kondenzáció elhanyagolható és az alábbi számítás végrehajtható. A tapasztalatok szerint ez a feltétel legtöbbször teljesül.

A falon képződött gőzmennyiség számítására a következő formulákat alkalmazzuk:

$$\alpha_w = \frac{\xi \delta}{A} \quad /1.8/$$

ahol $\delta = \min(\delta_1, \delta_2)$

$$\delta_1 = 0,066 R_d$$

$$\delta_2 = \frac{Pr \cdot K \cdot v_{in}}{1,07 \cdot H^2 \eta}$$

az utóbbi formula a Griffith-féle korreláció.

Ezekután a térfogati gőztartalmat a következőképpen számoljuk: a forrásos és a konvektív hőfluxus együttesen adja a teljes hőfluxust. A konvektív hőfluxus azonban csak egy bizonyos θ_{sp} aláhűtésig lép fel. θ_{sp} -t a Jens-Lottes korreláció alapján határozzuk meg.

$$\theta_{sp} = \frac{0,7\phi}{H} - \beta(0,7\phi)^{1/4} \quad /1.9/$$

A forrásos hőfluxus

$$\phi_{scb} = \begin{cases} \phi - H\theta & \theta > \theta_{sp} \\ \phi & \theta < \theta_{sp} \end{cases} \quad /1.10/$$

A gőz-súlyszázalék a csatorna Z pontjában:

$$x = \frac{\xi}{A\lambda\rho_f(1+\epsilon)} \int_{z_r}^z \phi_{scb} dz \quad /1.11/$$

ahol ϵ empirikus konstans, amely a konvektív és forrásos hőfluxus hányadosával egyenlő:

$$\epsilon = \frac{\phi_{conv}}{\phi_e} \quad /1.12/$$

Kísérleti adatok szerint

$$\epsilon = 1,3 \quad p \geq 10 \text{ at esetén.}$$

A térfogati gőztartalmat az

$$\alpha = \frac{\frac{x}{1-x} \frac{\rho_g}{S \rho_f}}{1 + \frac{x}{1-x} \frac{\rho_g}{\rho_f S}} \quad /1.13/$$

egyenlettel számítjuk.

Az egyensúlyi gőzsúlyszázalék:

$$x_{EQ} = \frac{\xi}{AG\lambda} \int_{z_{LEQ}}^z \phi dz \quad /1.14/$$

Az aláhűtés a csatorna mentén

$$\theta = \theta_{in} - \frac{\xi}{AGC_p} \int_0^z \phi dz \quad /1.15/$$

A z_{LEQ} koordináta a következő egyenletből határozható meg

$$\theta_{in} = \frac{\xi}{A Q C_p} \int_0^{z_{LEQ}} \phi dz \quad /1.16/$$

2.1 A Zuber-modell

Előkészítő mennyiségek:

Egyfázisu hőátadási tényező:

$$H = \frac{K}{D} 0,023 \left(\frac{GD}{\mu} \right)^{0,8} Pr^{0,4} \quad /2.1/$$

A surlódási tényező a folyadék és a fal között:

$$f = 0,0055 \left\{ 1 + \left[2 \cdot 10^4 \frac{\varepsilon}{D} + \frac{10^6}{\frac{QD}{\mu}} \right]^{1/3} \right\} \quad /2.2/$$

ahol $\frac{\varepsilon}{D} \sim 10^{-4}$ a relatív érdesség húzott csövek esetén.

A nyirófeszültséget a következő képlet alapján számoljuk:

$$\tau_w = \frac{f}{8} \frac{Q^2}{\rho_f} \quad /2.3/$$

Az egyensúlyi telítési pontot ugyanolyan módszerrel számítjuk, mint a Bowring-modellben.

A gőz-folyadék relatív sebességét a következő formulával számoljuk:

$$V_{drift} = 1,4 \left[\frac{9,81 \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \quad /2.4/$$

Az aláhűtött forrás kezdőpontját meghatározó egyenletek:

Az Y_{CL} , Y_D redukált koordináták, ahol

$$Y_{CL} = \frac{D \rho_f V_{in} \sqrt{f/8}}{2\mu} \quad /2.5/$$

$$Y_D = \frac{R_d \rho_f V_{in} \sqrt{f/8}}{2\mu} \quad /2.6/$$

amelynek segítségével a θ_r aláhűtés a gőzképződés kezdőpontjánál:

$$\theta_r = \begin{cases} Q \left\{ \text{Pr}(5 - Y_D) + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}) + 2,5 \left[\frac{\ln(Y_{CL}/30)}{1 - 30/Y_{CL}} - 1 \right] \right\} & \text{ha } Y_D \neq 5 \\ Q \left\{ 5 \ln \frac{1 + 5 \text{Pr}}{1 + \text{Pr}(Y_D/5 - 1)} + 2,5 \left[\frac{\ln(Y_{CL}/30)}{1 - 30/Y_{CL}} - 1 \right] \right\} & \text{ha } 5 < Y_D < 30 \\ 2,5 Q \left[\frac{\ln(Y_{CL}/Y_D)}{1 - Y_{CL}/Y_D} - 1 \right] (1 - Y_D/Y_{CL}) & \text{ha } 30 < Y_D \end{cases} \quad /2.7/$$

ahol

$$Q = \frac{\phi}{C_p \rho_f V_{in} \sqrt{f/8}} \quad /2.8/$$

A gőzképződés kezdőpontját azután a

$$\theta_r = \theta_{in} - \frac{\xi}{A \rho_f V_{in} C_p} \int_0^{z_r} \phi dz \quad /2.9/$$

egyenletből határozzuk meg.

A hőmérsékletet a csatorna mentén exponenciális összefüggéssel közelítjük:

$$T^+ = \frac{T(z) - T_r}{T_{sat} - T_r} = 1 - \exp \left(- \frac{z - z_r}{z_{LEQ} - z_r} \right) \quad /2.10/$$

A gőz-súlyszázalékot a következő formula határozza meg:

$$x = \frac{\frac{\phi \xi}{AG \lambda} (z - z_r) - \frac{C_p (T_{sat} - T_r)}{\lambda} T^+}{1 + \frac{C_p (T_{sat} - T_r)}{\lambda} (1 - T^+)}$$

A térfogati gőztartalom:

$$\alpha = \frac{\frac{xG}{\rho_g}}{C_o \left(\frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f} \frac{x}{\rho_g G} + V_{in} \right) + V_{drift}} \quad /2.11/$$

Az egyensúlyi gőzszázalékot a Bowring-módszerben leírtak szerint határozzuk meg, az egyensúlyi gőztartalmat pedig úgy, hogy a /2.12/ formulában x helyett x_{EQ} -et helyettesítünk.

1.3 A Levy-modell

Az előkészítő mennyiségeket ugyanúgy számítjuk, mint a Zuber-modell esetében.

A gőzképződés kezdőpontjában az aláhűtés a következő:

$$\theta_r = \begin{cases} \frac{Q}{H} - QPrY_B & \text{ha } 0 < Y_B \leq 5 \\ \frac{Q}{H} - 5Q \left\{ Pr + \ln[1 + Pr(Y_B/5 - 1)] \right\} & \text{ha } 5 < Y_B \leq 30 \\ \frac{Q}{H} - 5Q \left\{ Pr + \ln(1 + 5Pr) + 0,5 \ln(Y_B/30) \right\} & \text{ha } 30 < Y_B \end{cases} \quad /3.1/$$

ahol:

$$Y_B = 0,0015 \frac{\sqrt{\sigma D \rho_f}}{\mu}$$

$$Q = \frac{\phi}{\rho_f C_p \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}}$$

Az egyensúlyi gőzszázalék /homogén hőfluxus-eloszlást tételezve fel/

$$x_{EG} = \frac{\phi \xi}{AG} (z - z_{LEQ}) \quad /3.2/$$

Az aláhűtött gőzszázalékot exponenciális formulával közelítjük:

$$x = x_{EQ} - x_{EQD} \exp\left(\frac{x_{EQ}}{x_{EQD}} - 1\right) \quad /3.3/$$

ahol

$$x_{EQD} = x_{EQ}(z_r) = - \frac{C_p \theta_r}{\lambda}$$

A térfogati gőztartalmat végül az

$$\alpha = \frac{x}{\rho_g} \left[C_o \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_f} \right) + \frac{V_{drift}}{G} \right]^{-1} \quad /3.4/$$

képlet szolgáltatja.

A fenti modellek részletes leírása a [6] irodalomban található.

1.4 Numerikus módszerek

Az integrálokat az alábbi egyenlet alkalmazásával számítjuk ki:

$$\int_{x_0}^{x_0+h} y(x) dx = \frac{h}{24} \left\{ -y(x_0-h) + 13y(x_0) + 13y(x_0+h) - y(x_0-2h) \right\} \quad /4.1/$$

A

$$\theta_r = \theta_{in} - \frac{\xi}{AGC_p} \int_0^{z_r} \phi dz \quad /4.2/$$

valamint

$$\theta_{in} = \frac{\xi}{AGC_p} \int_0^{z_{LEQ}} \phi dz \quad /4.3/$$

integrál egyenletek megoldása a szukcessziv approximáció módszerével történt. Az utolsó lépésben /pl. a /4.2/ egyenlet esetében/ lineáris interpolációt alkalmaztunk:

$$z_r = z_{j-1} + h \frac{\theta_{j-1} - \theta_r}{\theta_{j-1} - \theta_j} \quad /4.4/$$

ahol

$$\theta_{j-1} > \theta_r > \theta_j$$

2. A program leírása

A program a fentieknek megfelelően három részből áll: Bowring-, Zuber- és Levy-szubrutinokból. Az összes input információt, tehát a geometriai adatokat, fizikai adatokat és a fizikai állandókat kinyomtatjuk.

A Bowring- és Zuber-szubrutinok alkalmasak mind homogén, mind inhomogén hőfluxus figyelembevételére, míg a Levy-szubrutin csak homogén eloszlás esetén alkalmazható. Az M változó 1, ill. 2 értéket kap, aszerint, hogy homogén vagy inhomogén eloszlásról van-e szó.

A numerikus integrálást az F4 INTGRT szubrutin /KFKI, ICL Programkönyvtár/ végzi el. Ehhez a következő adatok szükségesek:

M1 - az előírt ordináták száma,
M4 - M1 + 4,
DIST - h, a lépésköz,
 $Y(r) = y(a + (r-1)h)$ $r = 1, 2, \dots, n$ az előírt ordináták.

A kimenő paraméterek:

A szubrutinból való kilépéskor kapjuk $r = 1, 2, \dots, n$ -re a

$$Z(r) = \int_a^{a+(r-1)h} y(x) dx$$

keresett integrálokat.

A program kétféleképpen használható. Az első esetben egy előre meghatározott koordináta és adott osztátszám mellett lépésenként végigszámolja a gőztartalom-eloszlást a csatornában a gőz megjelenési helyétől a megadott koordinátaig és kinyomtatja ezeket az értékeket. Ebben az esetben az L változó az 1 értéket veszi fel.

A másik esetben, amikor az L változó értéke 2, a Z koordinátánál felvett gőztartalom-értéket kapjuk. Ez utóbbi esetben a programot nem csak önállóan tudjuk használni, hanem egy kritikus hőfluxusszámitó program részeként is, ahol az adott helyen fellépő gőztartalom értékét kell megadni.

INPUT ADATOK

1. Kártya

- I - Ciklusszámláló, amely megmutatja, hogy egy adott geometriai elrendezésnél hány különböző fizikai paraméterkészletet fogunk számolni.
- N - Lépésszám a csatorna mentén $/N \leq 50/$.
- D - Hidraulikai átmérő, [m].
- LFUL - A csatorna teljes hossza, [m].
- KSI - A csatorna kerülete, [m].
- A - A csatorna keresztmetszete, [m²].

2. Kártya

- M = 1, ha a hőfluxus-eloszlás homogén,
- M = 2, ha a hőfluxus-eloszlás inhomogén,
- L = 1, ha az egész eloszlás kinyomtatására van szükség,
- L = 2, ha adott Z koordinátánál fellépő gőztartalomra van szükség.

3. Kártya

- P - Nyomás, [bar]
- FIMAX - A hőfluxus maximális értéke a csatorna mentén, [W/m²]
- VIN - A hűtővíz belépő sebessége, [m/s].
- TETAIN - A hűtővíz belépési aláhűtése, [°K].
- TSAT - telítési hőmérséklet, [°K].
- SLIP - Slip-viszony /csak a BOWRING-rutin használja/.
- ROF - A víz sűrűsége, [kg/m³].
- ROG - A gőz sűrűsége, [kg/m³].
- CP - A folyadék fajhője, [J/kg °K].

4. Kártya

- K - Hővezetési tényező, [J/m.s °K]
- LAMBDA - Latens hő, [J/kg].
- MU - Dinamikus viszkozitás, [kg/m.s].
- CO - Eloszlási paraméter.
- RDET - Az elváló buborék sugara, [m].

Az input információt a szubrutinok COMMON információ formájában kapják.

OUTPUT ADATOK

Input adatok kiírása

- Z - A hosszmenti koordináta, [m].
- FI - Az egyre normált hőfluxus-eloszlás /csak inhomogén eloszlás esetén/.
- ALPHA - Az aláhűtött gőztartalom.
- X - Az aláhűtött gőz-súlyszázalék.
- TETA - Az aláhűtés, [°K].
- ALPHEQ - Az egyensúlyi gőztartalom.
- XEQ - Az egyensúlyi gőzszázalék.

Megjegyzés: A hőfluxus-eloszlás csak inhomogén hőfluxus esetén kerül kinyomtatásra. A LEVY-szubrutin az aláhűtést nem számolja. A mennyiségek az SI mértékrendszerben vannak megadva.

A program helyfoglalása 12850.

3. Számítási és kísérleti adatok összehasonlítása

A VOID-1 segítségével végzett számításokat kísérleti eredményekkel hasonlítottuk össze.

Christensen [1] aláhűtött és telített void-eloszlást mért egy 127 cm hosszú és 1.11 x 4.44 cm keresztmetszetű négyzetes csatornában. A 2. ábrán a $p = 68$ at és $\theta_{in} = 12,1$ °C esetében mért adatokat hasonlítottuk össze a számítási eredményekkel. A gőzképződés kezdeti pontjának z_r értékében eltérés látható. A legjobb egyezést ebben az esetben a Levy-modell adja. A következő táblázatban a gőzképződés z_r kezdőpontjának értékeit foglaljuk össze különböző paraméterek mellett végzett mérések esetében.

N.	P, at	z_r , cm			ϕ , W/m ²	θ , °C
		Bowring	Zuber	Levy		
1.	68,0	12,4	13,5	0	$49,7 \cdot 10^4$	12,1
2.	54,4	16,3	17,2	3,7	$49,7 \cdot 10^4$	12,1
3.	40,8	0	0	0	$35,5 \cdot 10^4$	1,2
4.	40,8	12,9	13,8	0	$35,5 \cdot 10^4$	7,9
5.	40,8	53,6	54,5	40,6	$35,3 \cdot 10^4$	15,2
6.	27,2	25,5	27,2	20,99	$21,3 \cdot 10^4$	8,7
7.	27,2	0	0	0	$21,3 \cdot 10^4$	2,9

A táblázatból látható, hogy a Levy-modell szerint az aláhűtött gőz keletkezése korábban megindul, mint a másik két modell szerint. Megjegyezzük, hogy Zuber és Levy lényegében hasonló koncepcióból kiindulva - a turbulens határrétegben történő hőátadás leírásával - számítja z_r -t, míg Bowring egy elméletileg kevésbé megalapozott, empirikus összefüggést használ.

Az eloszlási paraméter jelentősen befolyásolja a Zuber- és Lévy-féle eredményeket /különösen a telített forrási szakaszon/, ahogy ez a 3. ábrán látható.

A 4. - 5. ábrán Cook [7] mérési adataival hasonlítottuk össze a gőztartalom-számításokat. Cook egy 9,37 x 1,11 cm keresztmetszetű és 122 cm hosszú csatornában, 42 at nyomáson végezte a kísérleteket. Mindkét esetben a Zuber-féle modellt használtuk, $C_o = 1,4$ eloszlási paraméterértéknél.

Az eddigi számítások fűtött falu csatornában keletkező gőzre vonatkoztak. A továbbiakban a svéd FRIGG LOOP PROJECT keretében a FRÖJA FR-6, 6

rudból álló rudkötegen végzett mérésekkel hasonlítottuk össze a számításokat [8]. A rudak elrendezése háromszöggrács, a hossz- és keresztirányú teljesítményeloszlás homogén.

A 6. ábrán az 51,4 bar nyomáson kapott kísérleti eredményeket a Bowring- és a Zuber-moddellel hasonlítottuk össze /a Levy-moddell a Zuber-moddell-hez hasonló eredményeket ad/. A Bowring-féle számítás alábecsüli a gőztartalom-értékeket, a Zuber-moddell pedig a gőzképződés kezdőpontjára túlságosan kis értékeket ad. A 7. ábrán a 49,7 bar nyomáson kapott adatok láthatók. A Bowring-moddell meglepően jól illeszkedik a kísérleti pontokhoz, míg a Zuber-moddell a csatorna kilépésénél alábecsüli a void-értékeket. Ebben az esetben a csatorna kezdeténél kialakul a telített forrás. A 8. ábrán a 49,6 bar-nál felvett kísérleti pontok láthatók, amelyeket a Bowring- és a Levy-moddellel hasonlítottuk össze, az eloszlási paraméter, $C_0 = 1,2$. Megjegyezzük, hogy a Bowring-moddellhez szükséges slip-tényezőt a kimenő gőzsúly-százalékból és gőztartalomból, tehát kísérleti adatokból határoztuk meg.

A 9. ábrán a gőztartalmat az egyensúlyi gőzsúlyszázalék függvényében tüntettük fel. A számítás erősen túlbecsüli a valóságos értékeket.

A VOID-1 tulajdonképpen szubcsatorna-számításra nem alkalmas, mivel nem veszi figyelembe a mixing jelenséget. Kísérletképpen egy szubcsatorna számítását végeztük el. Az eredmény a 10. - 11. ábrán látható, és a jó egyezés jelzi, hogy ilyen kísérleti feltételek között a mixing jelenség elhanyagolhatóan csekély.

4. Összefoglalás, további feladatok

1./ A három modellt a kísérleteknél használt geometriák esetében és paraméter-intervallumokban a tervezési gyakorlatban elfogadott egyezést mutatja a mérési eredményekkel. További vizsgálat szükséges az axiálisan változó hőforrás, valamint a VVER típusra jellemző magasabb nyomásértékek hatásának vizsgálatára.

2./ A Bowring-moddell elsősorban a nagy gőztartalmu tartományban használható. A számítás pontosságára nézve meghatározó a slip-viszony ismerete, amelyet elsősorban kísérleti úton lehet meghatározni. A Zuber- és Levy-moddellek az alacsony gőztartalmu tartományban is jó egyezést adnak a kísérleti eredményekkel. A predikció pontosságát az eloszlási paraméter jelentősen befolyásolja.

3./ A modellek pontosítását és megbízhatóságát növeli a kísérletileg ismerten ellenőrzött és szükség szerint korrigált empirikus konstansok és empirikus egyenletek alkalmazása. Ilyenek elsősorban az /1.3/, /1.5/, /1.9/, /2.4/ egyenletek, valamint az ϵ és C_0 konstansok.

4./ A modellek továbbfejlesztésével kapcsolatos elméleti vizsgálatokat a következő irányokban célszerű folytatni:

- a./ A gőzképződés kezdőpontját a csatorna radiális hőmérséklet-eloszlásának vizsgálatával lehet meghatározni. A turbulens, áramló folyadék hőmérséklete először a fal mellett éri el a telítési hőmérsékletet. Ettől a ponttól kezdve nagy valószínűséggel generálódnak buborékok a folyadékban. A cél tehát a folyadék-hőmérséklet-eloszlás meghatározása a turbulens energiaegyenlet megoldása révén [9].
- b./ Általánosabb érvényű elméleti modell kialakítása a következőképpen lehetséges: a reaktorcsatornában jelenlévő buborékokat gömbalaku részecskének tekintjük, amelyek véletlen mozgást végeznek a turbulencia és a külső gravitációs tér hatására. Ha $n_R(\vec{r}, t)$ a térfogategységre eső R sugaru buborékok számát jelöli, akkor az eloszlási függvényre felírható a diffúziós egyenlet [10]:

$$\frac{\partial n_R(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla_D^B \nabla n_R - \nabla(\vec{V}_L n_R) - \nabla(\vec{V}_R n_R) - P_R \quad /4.1/$$

ahol

- D_R^B - a buborék-diffúziós tényező
 \vec{V}_L - a folyadék sebessége
 \vec{V}_R - a buborékok drift-sebessége
 P_R - a kondenzáció sebessége.

A gőztartalom az $n_R(\vec{r}, t)$ eloszlási függvény integrálása útján kapható:

$$n_R(\vec{r}, t) = \int \frac{4}{3} \pi R^3 n_R(\vec{r}, t) dR$$

A /4.1/ egyenlet integrálásával kapjuk a

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla_D^B \nabla n - \nabla \vec{V}_L n - \nabla \vec{V}_R n - p \quad /4.2/$$

átlagolt egyenletet, amely a gőztartalom megváltozását írja le, jelen esetben \vec{V} - az átlag gőz drift-sebesség, p - az átlag kondenzáció. A feladat megoldásához szükséges másik egyenlet a folyadékfázis hőmérsékletét megadó energiaegyenlet:

$$\rho C_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = - \nabla(\rho C_p \vec{V}_L \bar{T}) - \nabla(\rho C_p \vec{V}_L' \bar{T}') + \nabla(\rho C_p \vec{V}_R \bar{T}) - \lambda \rho g p \quad /4.3/$$

ahol

\bar{T} - az átlag hőmérséklet

$\overline{C_p V'_\ell T'} = \vec{q}(t)$ - a turbulens pulzációk miatt keletkező hőfluxus.

A /4.2/ és /4.3/ egyenleteket a következő peremfeltételek mellett kell megoldani /hengerkoordinátákban és stacionárius esetben/.

A peremfeltételek a belépésnél:

$$n(r, z) \Big|_{z=0} = 0 \quad /4.4a/$$

$$\bar{T}(r, z) \Big|_{z=0} = T_{in} \quad /4.4b/$$

A peremfeltételek a fűtőfelületeken:

$$- D^B \frac{dn(r, z)}{dr} \Big|_{\text{a fűtőfelületen}} = N(z) \quad /4.5a/$$

ahol

$N(z)$ - a falon képződött gőz.

$$\vec{q}(t) = \phi(z) - \rho \lambda N(z) \quad /4.5b/$$

Ha az energiatranszportot diffúziós mechanizmussal képzeljük el, akkor az utóbbi egyenlet a

$$- D^W \rho C_p \frac{d\bar{T}}{dr} \Big|_{\text{a fűtőfelületen}} = \phi(z) - \rho \lambda N(z)$$

alakban írható.

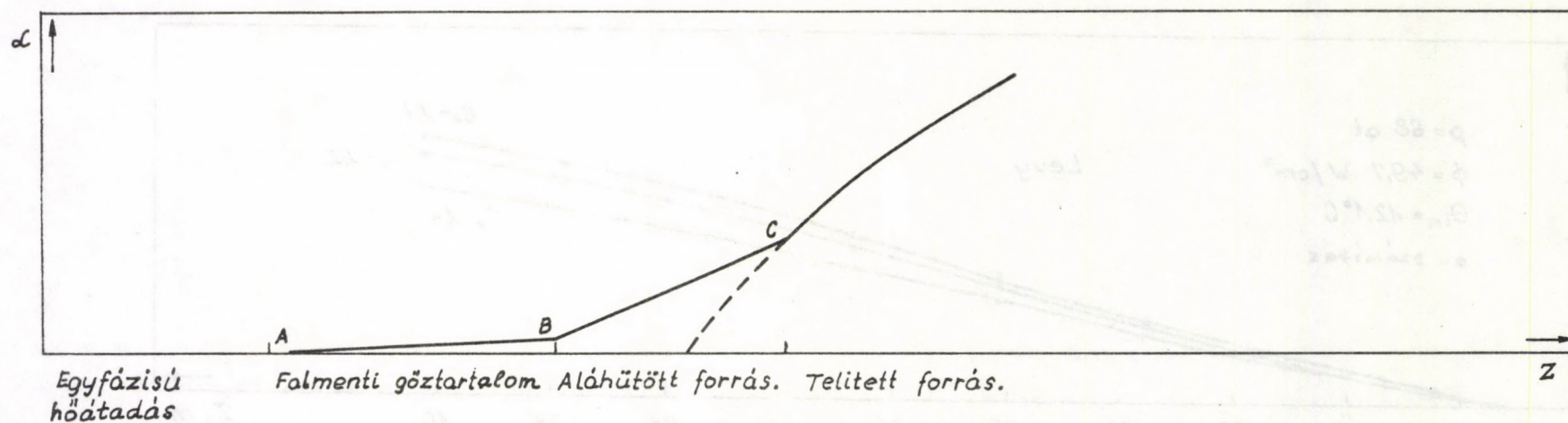
A fenti egyenletekhez hasonló egyenleteket Sha [10] használt, aki az összefüggéseket egyszerűsítette és megoldotta abban az egyszerű esetben, amikor a buborékkondenzáció elhanyagolható. Ekkor a /4.2/ - /4.3/ egyenletek csak a /4.5b/ peremfeltételen keresztül kapcsolódnak. Megjegyezzük, hogy ennek a peremfeltételnek a felírása a legnehezebb, mivel nem állnak rendelkezésre összefüggések az $N(z)$ meghatározására. Ezért ezt a mennyiséget gyakran empirikusan adják meg. Az itt tárgyalt elmélet ennek ellenére kevesebb empirikus adatra támaszkodik, és általánosabb, mint a korábbiak. A gőztartalom-számítás ilyen irányban való továbbfejlesztésénél felhasználjuk a Bowring-Zuber- és Levy-modellek vizsgálatánál nyert tapasztalatokat is.

J e l ö l é s e k

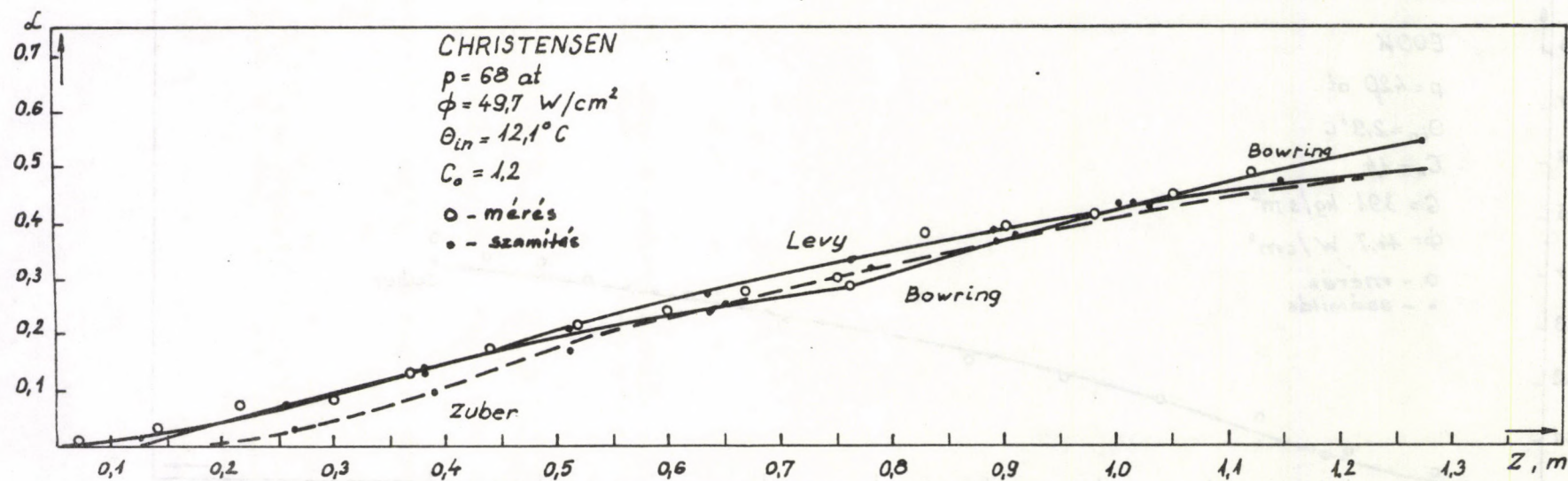
A	- A csatorna keresztmetszete, m^2
C_o	- eloszlási paraméter
C_p	- a víz fajhője, $J/kg \text{ } ^\circ K$
d_c	- a buborék eltűnéséig megtett teljes uthossz, m
D	- hidraulikai átmérő, m
f	- surlódási tényező
G	- tömegfluxus, $kg/m^2 \text{ s}$
H	- hőátadási tényező, $J/m^2 \cdot s \cdot ^\circ K$
K	- a víz hővezetési tényezője, $J/m \cdot s \cdot ^\circ K$
LEQ	- a telítési pont koordinátája, m
P	- nyomás, bar
Pr	- Prandtl-szám
R_d	- a buborék sugara az elválásnál, m
S	- slip, viszony
T_{sat}	- telítési hőmérséklet, $^\circ K$
V_{drift}	- gőz-folyadék drift-sebesség, m/s
V_{in}	- a folyadék belépési sebessége, m/s
z_r	- a gőzképződés kezdőpontjának koordinátája, m
x	- a gőz-súlyszázalék
α	- térfogati gőztartalom
β	- empirikus tényező
η	- empirikus tényező
θ_{in}	- a víz belépő aláhütése, $^\circ K$
λ	- latens hő, J/kg
μ	- dinamikus viszkozitás, $kg/m \cdot s$
ρ_f	- a víz sűrűsége, kg/m^3
ρ_g	- a gőz sűrűsége, kg/m^3
ξ	- a fűtött kerület, m
σ	- felületi feszültség, N/m
ϕ	- hőfluxus, W/m^2

IRODALOM

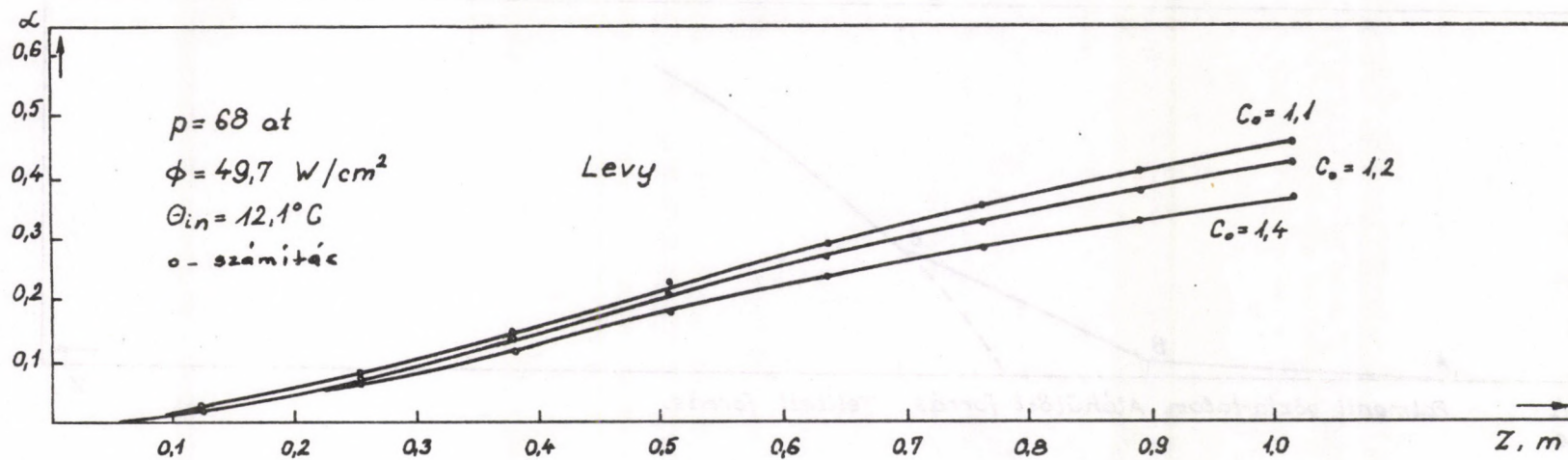
- [1] R.W. Bowring: Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel. Institut for Atomenergi, 1962, Halden, Norway.
- [2] P. Griffith, J.A. Clark, W.M. Rohsenow: Void volumes in subcooled boiling systems. ASME Paper 58 - HT - 19, 1958.
- [3] N. Zuber, F.W. Staub, G. Bijwaard: Vapor void fractions in subcooled boiling and in saturated boiling systems. Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference V.5., p.24 AICHE, New-York, 1966.
- [4] S. Levy: Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction. Int. J. Heat Mass Transfer, 10, 951, 1967.
- [5] N. Zuber, F.W. Staub, G. Bijwaard, P.G. Kroeger: Steady state and transient void fraction in two-phase flow systems. General Electric Atomic Power Equipment Department, Report, GEAP - 5417, 1967.
- [6] Téchy Zsolt, Szabados László: Gőztartalom meghatározása reaktorzónákban. KFKI Atomenergia Kutatási Terület, Termohidraulikai Osztály, 1972. /Belső riport/.
- [7] W.H. Cook: Boiling density in vertical rectangular multichannel sections with natural circulation. ANL - 5621, 1956.
- [8] O. Nylund et al.: Measurements of hydrodynamic characteristics, instability thresholds, and burnout limits for 6-rod clusters in natural and forced convection. Frigg Loop Project, 1967, Sweden.
- [9] R.W. Bird, W.E. Stewart, E.W. Lightfoot: Transport Phenomena. Wiley and Sons, 1967.
- [10] W.T. Sha: A generalized local boiling void model for lightwater reactor system. Nuclear Science and Engineering 44, 291 /1971/.



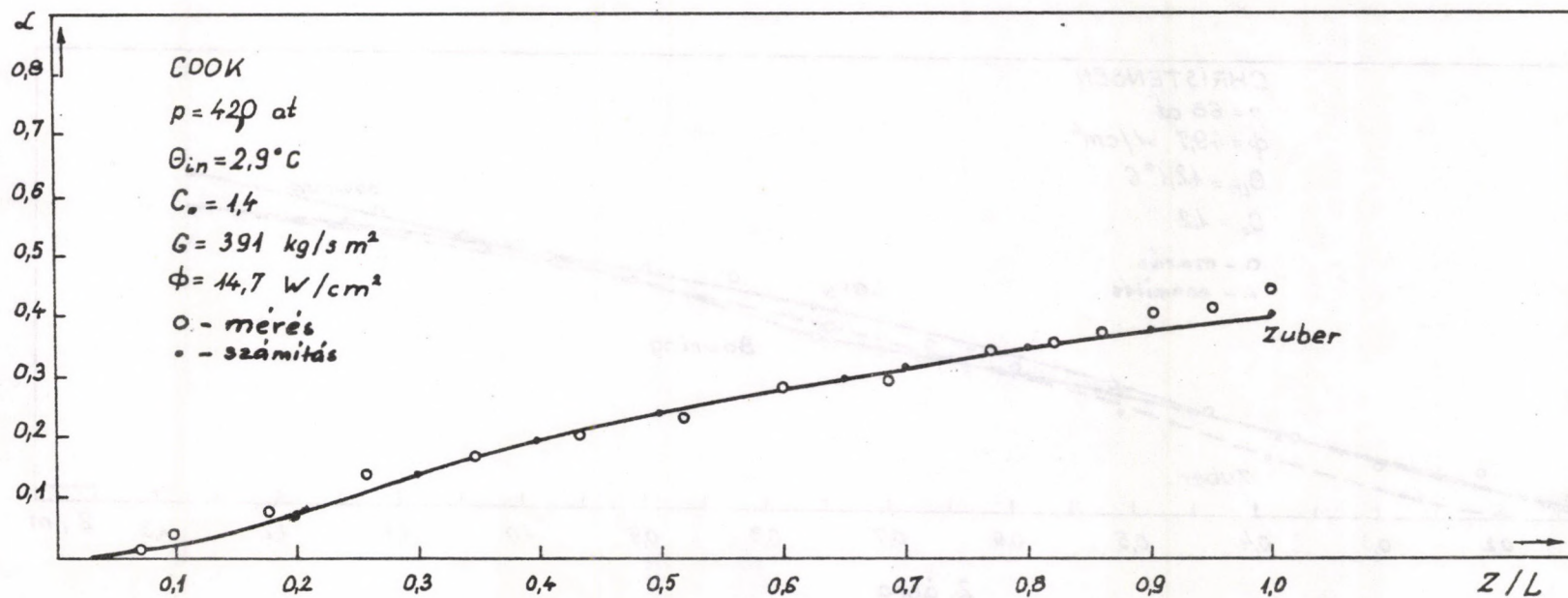
1. ábra



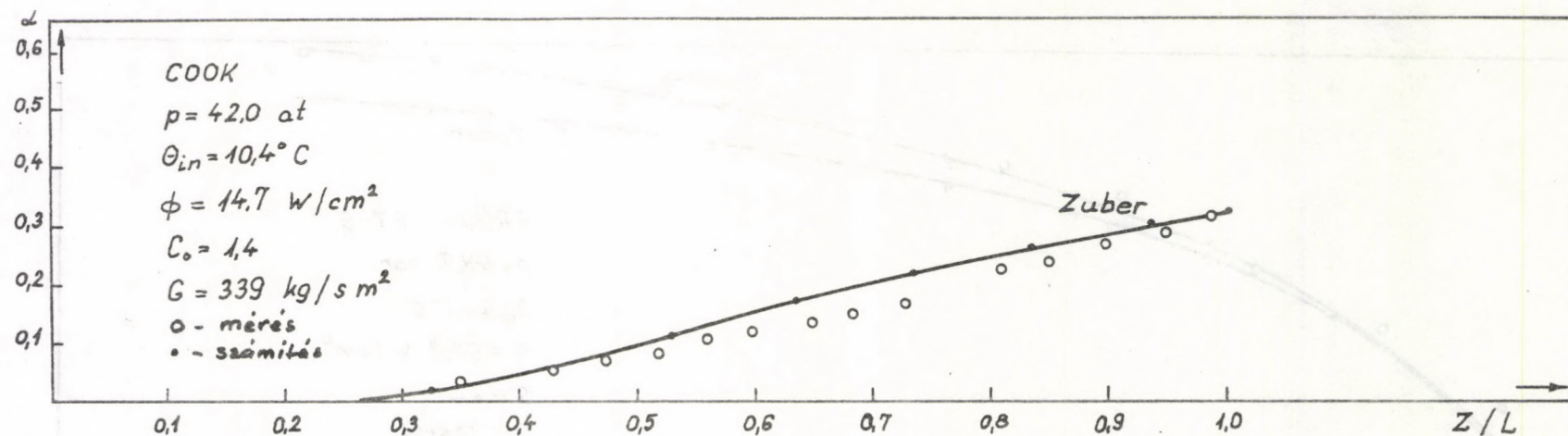
2. ábra



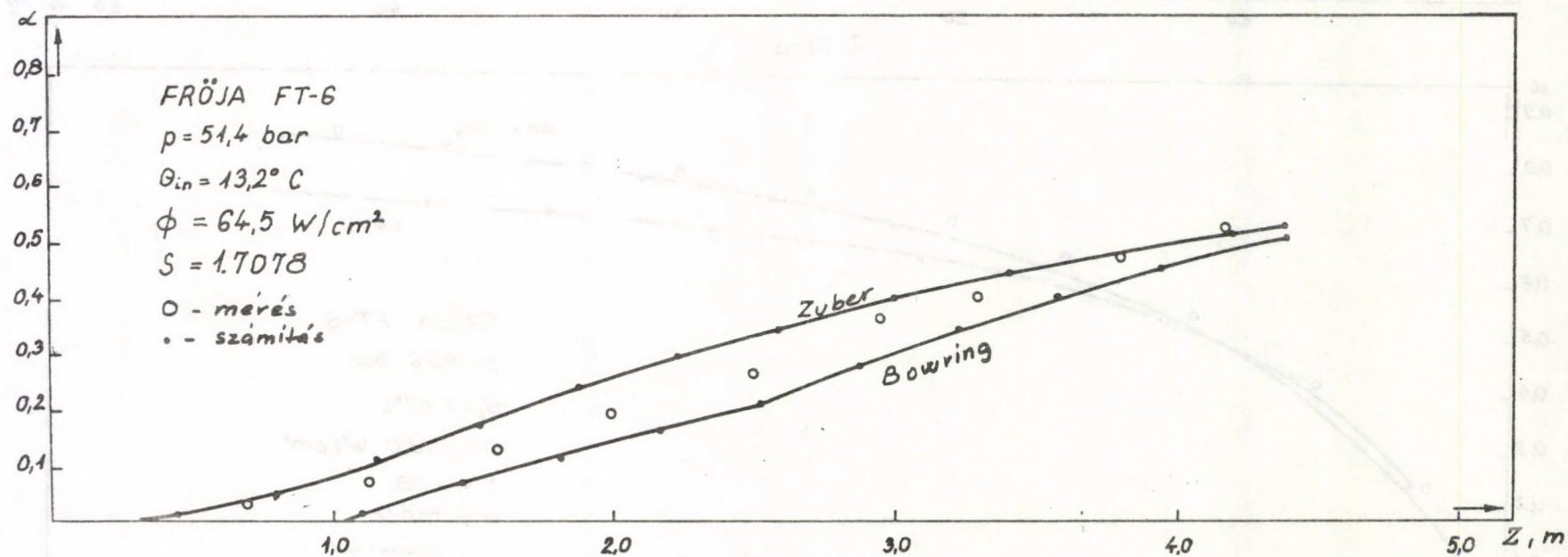
3. ábra



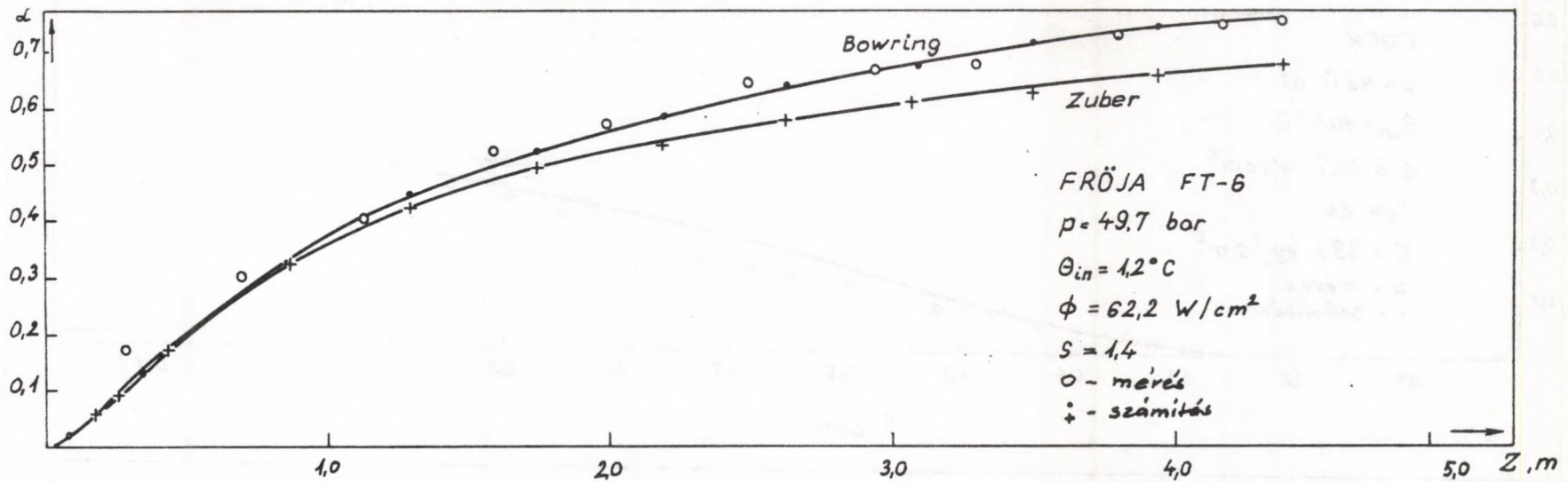
4. ábra



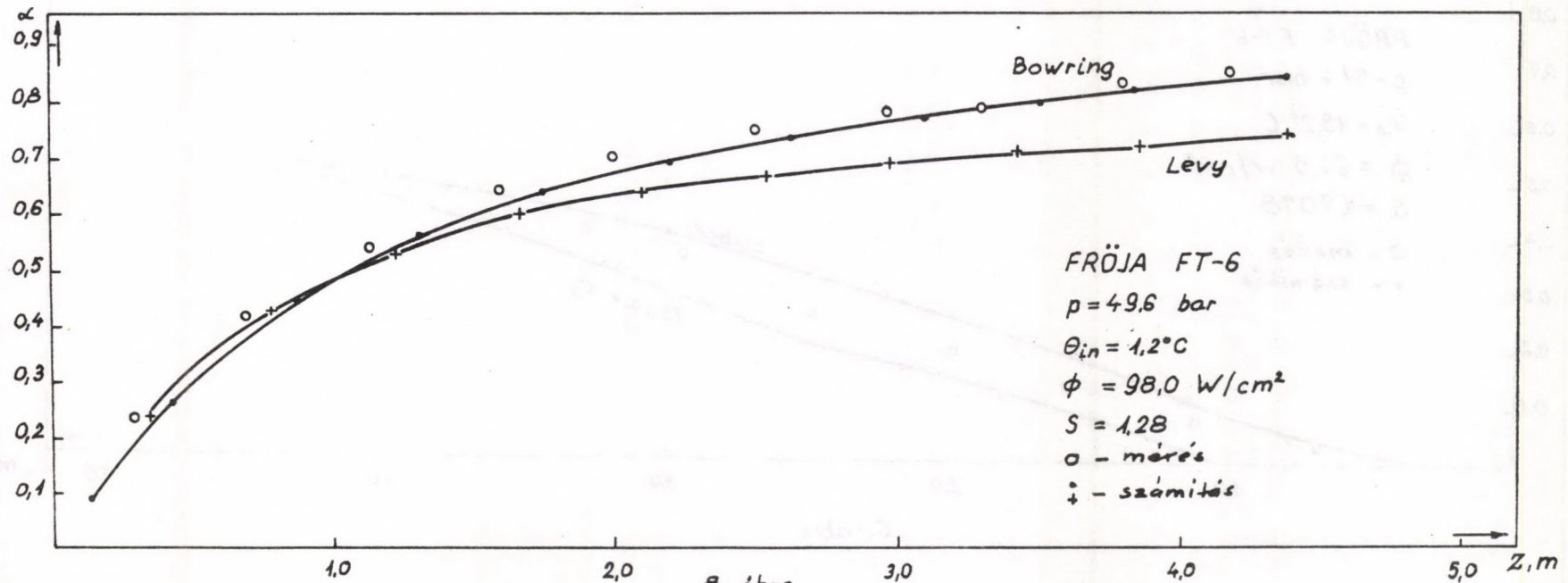
5. ábra



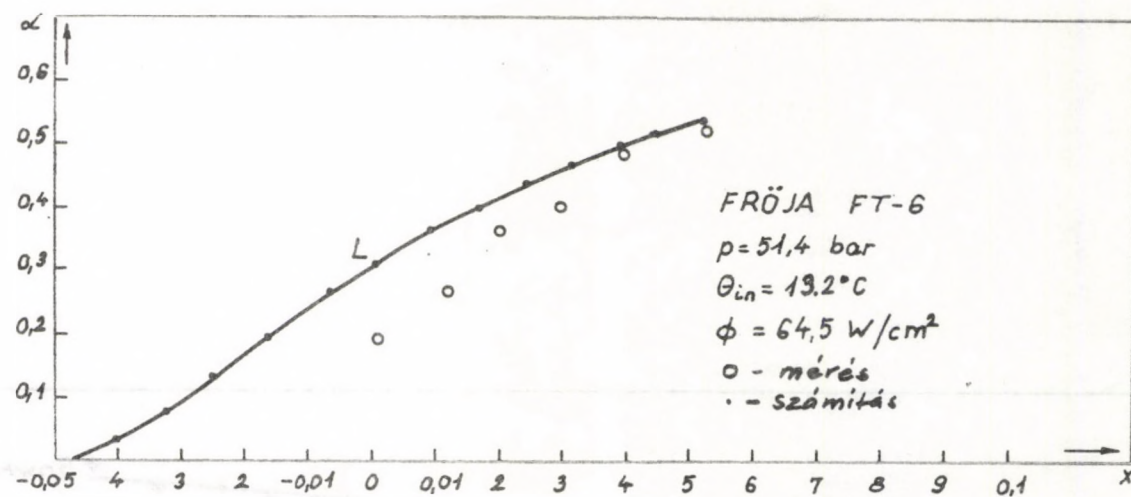
6. ábra



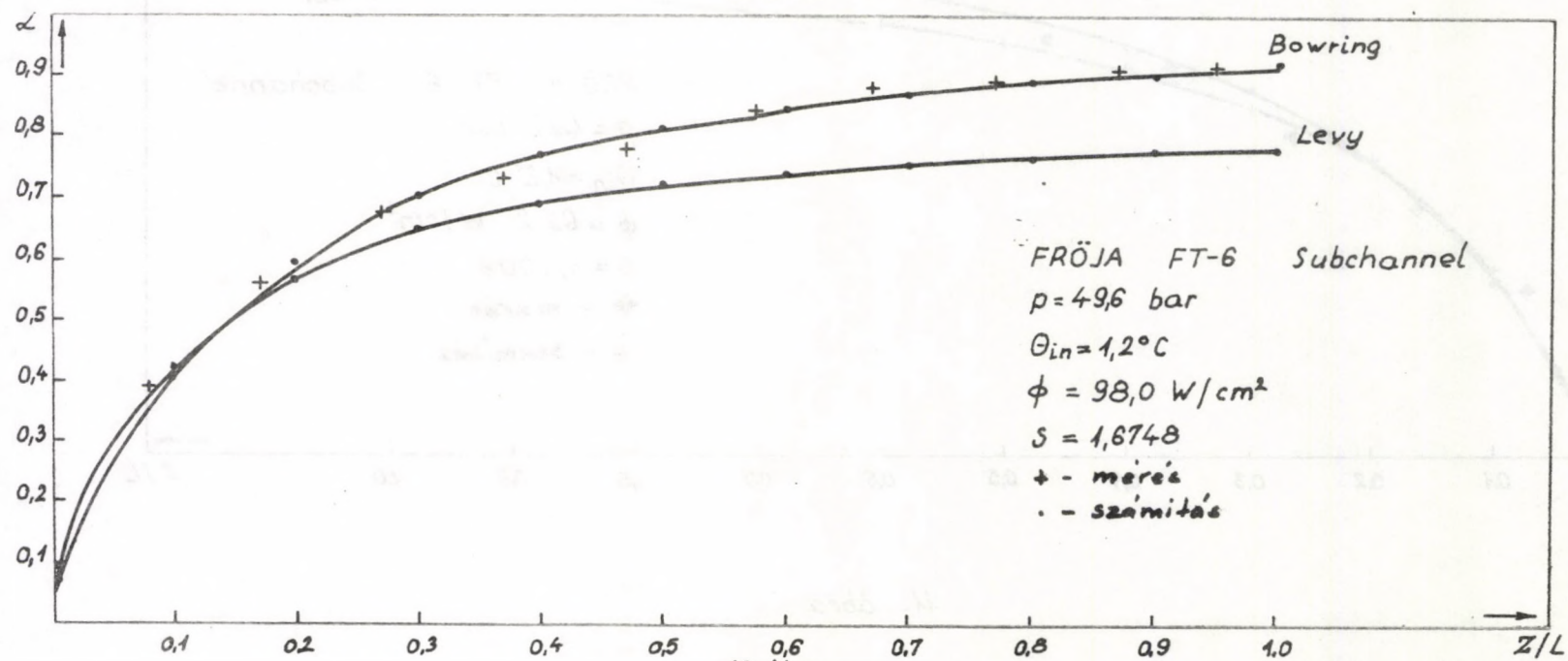
7. ábra



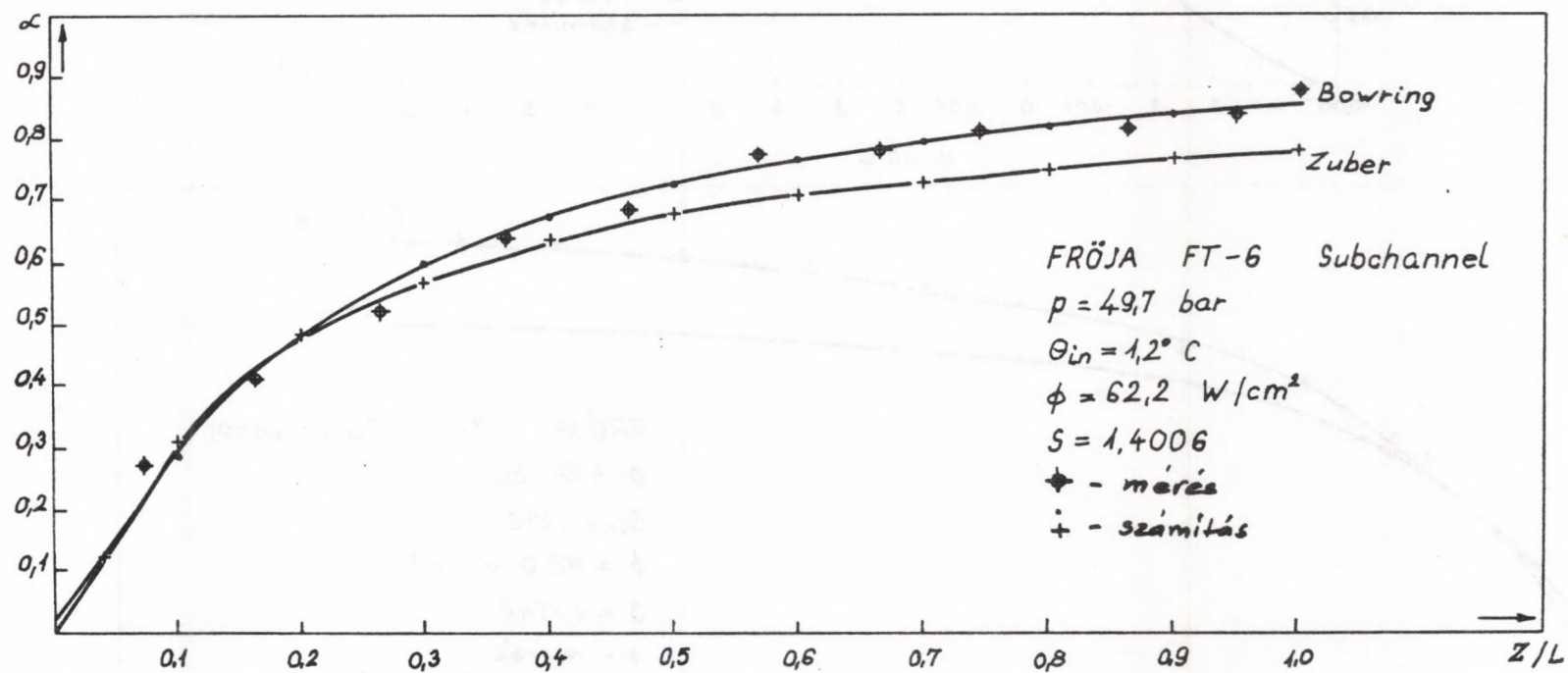
8. ábra



9. ábra



10. ábra



11. ábra

62.018



Kiadja a Központi Fizikai Kutató Intézet
Felelős kiadó: Szabó Ferenc igazgatóhe-
lyettes

Szakmai lektor: Maróti László
Példányszám: 80 Törzsszám: 73-8615
Készült a KFKI sokszorosító üzemében
Budapest, 1973. június hó